

УДК 621.315.592

В. Я. Костюченко¹, Д. Ю. Протасов^{1,2}

¹ Сибирская государственная геодезическая академия,
Институт оптики и оптических технологий
ул. Плахотного, 10, Новосибирск, 630108, Россия

² Институт физики полупроводников СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: V.Y.Kostuk@ssga.ru

ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КОМПЛЕКС МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ КАДМИЙ – РТУТЬ – ТЕЛЛУР *p*-ТИПА

В работе предлагается развитый для эпитаксиальных пленок кадмий – ртуть – теллур *p*-типа фотоэлектромагнитный комплекс методов определения рекомбинационно-диффузионных параметров при температуре 77÷125 К. Комплекс включает в себя методы, основанные на измерении фотопроводимости в магнитном поле для геометрий Фойгта и Фарадея, фотомагнитного эффекта, эффекта Холла и магнитосопротивления.

Ключевые слова: узкозонные полупроводники, эпитаксиальные пленки, фотоэлектромагнитные методы, рекомбинационные параметры.

Введение

На основе эпитаксиальных пленок *p*-типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), где x – мольный состав Cd, изготавливают фотоприемные устройства (ФПУ) для инфракрасной (ИК) области спектра в виде матриц с *n-p*-переходами [1]. Характеристики таких ФПУ во многом определяются рекомбинационно-диффузионными параметрами носителей заряда.

В обзоре [2] проанализированы результаты теоретических и экспериментальных исследований поведения фотогенерированного электронно-дырочного газа в эпитаксиальных пленках *p*-КРТ ($x \approx 0,2$), помещенных в стационарные скрещенные электрическое \vec{E} и магнитное \vec{B} поля ($\vec{E} \perp \vec{B}$). Рассмотрены фотомагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) для этих пленок. Показано, что построенной теорией для ФП и ФМЭ хорошо описываются экспериментальные магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта ($\vec{k} \perp \vec{B}$, $\vec{k} \perp \vec{E}$ и $\vec{B} \perp \vec{E}$, \vec{k} – волновой вектор излучения) и Фарадея ($\vec{k} \parallel \vec{B}$, $\vec{k} \perp \vec{E}$ и $\vec{B} \perp \vec{E}$). В связи с

этим появилась возможность из соответствия теоретических и экспериментальных данных ФМЭ и ФП определить такие рекомбинационно-диффузионные параметры, как объемное время жизни электронов τ_n и дырок τ_p , подвижность неосновных носителей заряда μ_n , эффективные скорости рекомбинации носителей заряда на границах варизонных слоев с центральной однородной по x областью пленки со стороны свободной и связанной с подложкой границами пленки S_1^* и S_2^* соответственно [3].

Метод стационарной ФП обычно применяется для узкозонных полупроводников, в которых малы времена жизни носителей заряда. Для указанных выше ФПУ метод стационарной ФП дает более правдоподобную информацию, так как приемники работают в режиме квазистационарных световых потоков [4]. Однако ФП в пленках *p*-КРТ, толщина которых d сравнима с длиной диффузии L неосновных носителей заряда (ННЗ) ($d \leq L$), зависит не только от τ_n , но и от таких параметров, как τ_p и μ_n , S_1^* и S_2^* . Поэтому нахождение из ФП времени жизни электронов τ_n существенно затруднено.

ФМЭ для этих пленок также зависит от указанных параметров. Как правило, ФМЭ и ФП анализировались отдельно при изучении объемных полупроводников. Магнитополевая зависимость ФП не рассматривалась. Для пленок *p*-КРТ с $x \approx 0,2$ ($d \leq L$) с целью получения более достоверной информации о параметрах необходим совместный анализ магнитополевой зависимости ФП и ФМЭ.

Для определения τ_n , S_1^* и S_2^* изучались магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта. Часть параметров сигнала ФП определялась независимыми методами. Параметры основных носителей заряда (подвижность μ_n и концентрация p_0 дырок) определялись по результатам измерений магнитополевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления методом «спектра подвижности» [5] и так называемой многозонной подгонкой [6]. Из сигнала ФП в геометрии Фарадея определялись подвижность μ_n неосновных электронов и коэффициент пропорциональности между концентрациями электронов на рекомбинационном центре и в зоне проводимости K . Следует отметить, что τ_n определяется параметрами рекомбинационных центров (РЦ): концентрацией N_t , энергией залегания E_t , коэффициентами захвата электронной C_n и дырок C_p на РЦ. Изучение рекомбинационных центров методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней [7] в *p*-КРТ с $x \approx 0,2$ затруднено следующими причинами: во-первых, малая ширина запрещенной зоны требует использования гелиевых температур; во-вторых, трудно изготовить *p-n*-переход на этом материале, который не имел бы туннельного пробоя при

низких температурах. Поэтому развитие фотоэлектромантных методов изучения РЦ является актуальным.

В работе рассматриваются развитые для эпитаксиальных пленок *p*-КРТ с $x \approx 0,2$ фотоэлектромантные методы определения μ_n , K , N_t , τ_n и τ_p , S_1^* и S_2^*

Образцы и экспериментальная установка

Исследовались пленки *p*-КРТ, которые были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках из пластин GaAs ориентации (013) диаметром два дюйма, на которых последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe толщиной $< 0,1$ и несколько микрон соответственно [8]. Рост пленок начинался с $x \sim 0,3 \div 0,4$, затем на толщине $1 \div 2$ мкм он понижался до $0,21 \div 0,23$ (центральная область). Центральная область пленок имела толщину $7 \div 10$ мкм. Рост завершался увеличением $x \sim 0,5$ на толщине $\approx 0,5$ мкм. Состав x во время роста непрерывно контролировался эллипсометром. Пленки после роста имели *n*-тип проводимости и для конвертирования в *p*-тип их отжигали в атмосфере инертного газа.

Для проведения измерений методом фотолитографии формировалась классическая холловская структура длиной 10 мм и шириной $w = 1$ мм (рис. 1). Меза-травление проводилось в 0,25 % растворе $\text{Br}_2 : \text{HBr}$. Затем структура укреплялась индием к сапфировой подложке и к структуре изготавливались омические индиевые контакты.

Геометрия образца и схема измерения ФП в геометрии Фарадея показаны на рис. 1.

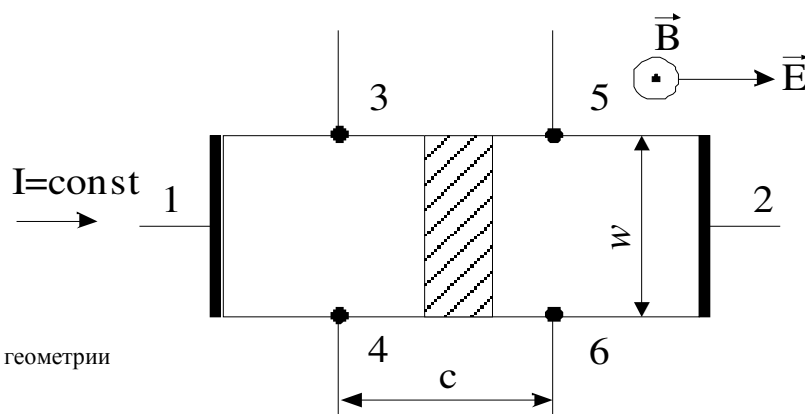


Рис. 1. Схема измерений ФП в геометрии Фарадея

Через контакты 1, 2 образца пропускался постоянный ток в режиме генератора тока. Без освещения пленки измерялись магнитосопротивление с контактов 3, 5 или 4, 6; эффект Холла – с контактов 3, 4 или 5, 6. Для измерения сигналов ФП и ФМЭ образец освещался через диафрагму шириной 1 мм. Свет попадал на центральную часть образца (заштрихована), за счет чего исключалось попадание света на контакты, а фотогенерированные НЗ не достигали контактов. На рис. 1 указаны условия, когда между контактами 3, 5 или 4, 6 измерялась ФП в геометрии Фарадея. При повороте держателя с образцом на угол $\pi/2$, так что $\vec{B} \perp \vec{E}$ и $\vec{k} \perp \vec{B}$, с контактов 4, 6 или 3, 5 при прохождении тока измерялся сигнал ФП в геометрии Фойгта, а при отсутствии тока – сигнал ФМЭ.

На рис. 2 приводится схема экспериментальной установки. Образец 1 в криостате 2 помещался между полюсами электромагнита 3. Индукция магнитного поля изменялась от 0 до 2 Тл, ее значение измерялось при помощи датчика Холла 4, питающегося от источника тока 5. При измерении эффекта Холла, магнитосопротивления и ФП в магнитном поле для двух геометрий через обра-

зец пропускался постоянный ток I от источника 7. При измерении ФП (положение 2 коммутатора К) образец освещался светодиодом 10 ($\lambda \sim 0,94$ мкм), питающимся от генератора переменного напряжения 11 на частоте $f = 330$ Гц. Измеряемый сигнал регистрировался с помощью фазочувствительного нановольтметра 12 на опорной частоте генератора 11. Температура образца регулировалась в диапазоне от 77 до 300 К с помощью нагревателя 8 и стабилизатора температуры 9. Сигналы с образца и с датчика Холла регистрировались компьютером 6.

Методы определения параметров основных носителей заряда

В основу классического метода определения μ_p , p_0 положен эффект Холла и магнитосопротивления. Для повышения точности μ_p и p_0 экспериментальные магнитополевые зависимости эффекта Холла и магнитосопротивления анализировались методом «спектра подвижности» и так называемой многозонной подгонкой.

На рис. 3 символами обозначены экспериментальные магнитополевые зависимости

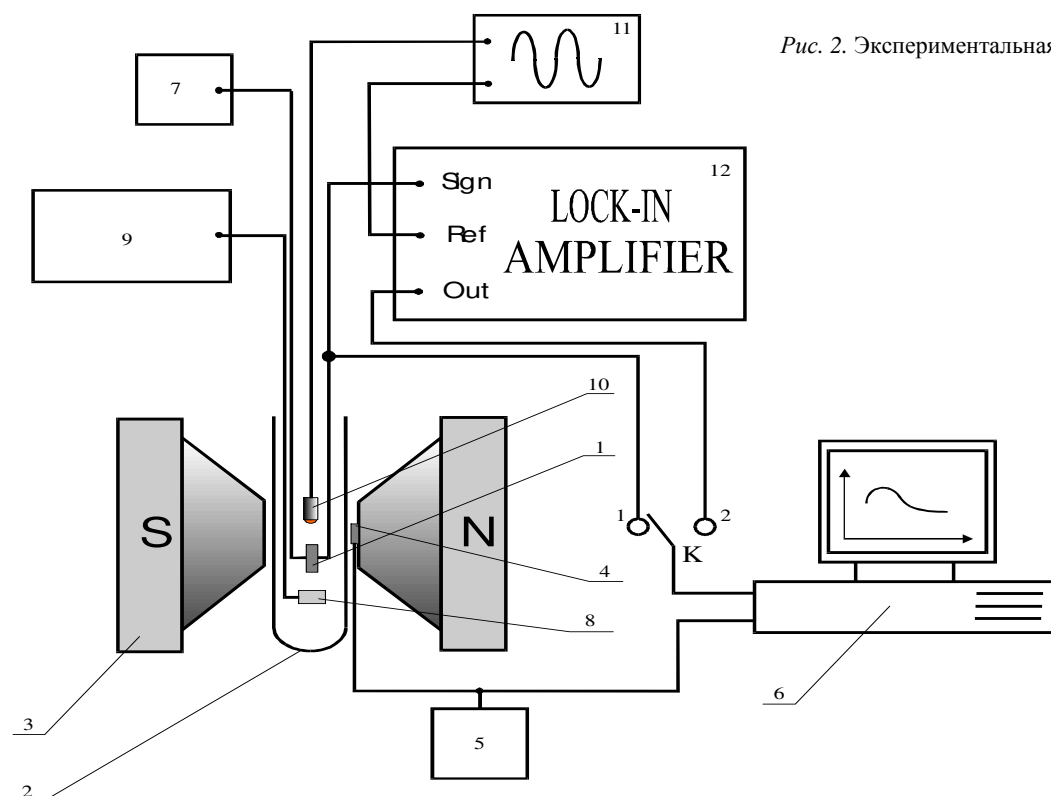


Рис. 2. Экспериментальная установка

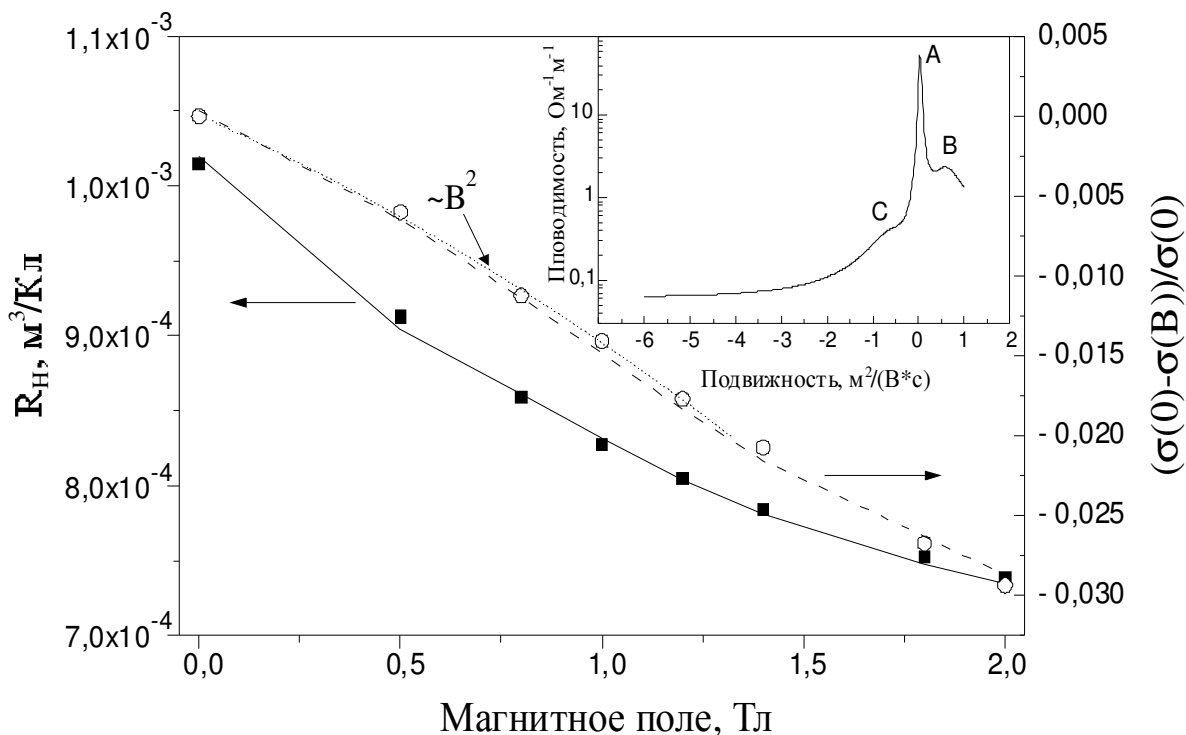


Рис. 3. Магнитополевые зависимости коэффициента Холла и относительного изменения проводимости при 77 К. Символы – экспериментальные данные, сплошная и штриховая линии – теоретический расчет по трехзонной модели. Пунктирная линия пропорциональна B^2 . На вставке показан спектр подвижности

коэффициента Холла R_H и относительной проводимости в магнитном поле $\delta\sigma = (\sigma(0) - \sigma(B)) / \sigma(0)$ при $T = 77$ К для образца p -КРТ с $x = 0,223$. Сплошной и штриховой линиями показаны результаты многозонной подгонки R_H и $\delta\sigma$ соответственно. Как видно из рис. 3, коэффициент Холла уменьшается при увеличении магнитного поля до $B = 0,75$ Тл практически линейно. При дальнейшем увеличении магнитного поля скорость убывания R_H падает. Относительная проводимость при увеличении B изменяется пропорционально B^2 (пунктирная кривая на рис. 3), затем зависимость становится более линейной. Такое поведение кривых связано с наличием как минимум двух типов дырок – легких и тяжелых, причем подвижность легких дырок

может в несколько десятков раз превышать подвижность тяжелых дырок.

Концентрации и подвижности различных типов носителей заряда определялись подгонкой теоретических выражений под экспериментальные данные для эффекта Холла и магнитосопротивления. Подгонка выполнялась методом наименьших квадратов с минимизацией функции Ψ способом Хука-Дживса [9]. При обработке результатов измерений эффекта Холла и магнитосопротивления минимизируемая функция Ψ в общем случае зависела от шести переменных: концентрации n и подвижности μ_n электронов; концентраций p_h и p_l , подвижностей μ_h и μ_l тяжелых и легких дырок соответственно. Минимизируемая функция в этом случае имела вид

$$\Psi = \sum_i \left(\left(\frac{\sigma_{xx}^{\text{Эксп}}(B_i) - \sigma_{xx}^{\text{Теор}}(B_i)}{\sigma_{xx}^{\text{Эксп}}(B_i) + \sigma_{xx}^{\text{Теор}}(B_i)} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{xy}^{\text{Эксп}}(B_i) - \sigma_{xy}^{\text{Теор}}(B_i)}{\sigma_{xy}^{\text{Эксп}}(B_i) + \sigma_{xy}^{\text{Теор}}(B_i)} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости рассчитывались по формулам:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{\text{теор}}(B) &= \sum_{i=1}^3 \frac{q \cdot n_i \cdot \mu_i}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2}, \\ \sigma_{xy}^{\text{теор}}(B) &= \sum_{i=1}^3 \frac{S_i \cdot q \cdot n_i \cdot \mu_i^2 \cdot B}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2},\end{aligned}\quad (2)$$

где S_i равно +1 (для дырок) и -1 (для электронов). Подобные уравнения справедливы при времени релаксации по импульсу, не зависящем от энергии носителей заряда. В этом случае величина Холл-фактора равна точно 1. Так как концентрация тяжелых дырок более чем на два порядка превышает концентрацию легких дырок, то тяжелые дырки дают основной вклад в компоненты тензора проводимости (2). Величина Холл-фактора для $p\text{-Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ с концентрацией тяжелых дырок $\sim 1 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ рассчитана в работе [10] путем самосогласованного решения кинетического уравнения Каданова – Бейма, и при $T = 77 \text{ К}$ составляет для тяжелых дырок 1,02, а для легких – 1,78. Поэтому использование простых уравнений (2) дает малую погрешность при определении подвижности и концентрации тяжелых дырок.

Для повышения точности подгонки диапозоны значений, внутри которых осуществлялся поиск решения, выбирались на основе результатов метода «спектр подвижности». На вставке рис. 3 показан спектр подвижности, рассчитанный по приведенным магнитополевым зависимостям для эффекта Холла и магнитосопротивления. Пик А соответствует тяжелым дыркам, пик В – легким дыркам, пик С – двумерным электронам, локализованным в интерфейсном слое на границе с подложкой [11]. В минимизируемой функции Ψ отношение экспериментальных и теоретических компонент тензора проводимости используется для удобства, так как в этом случае результирующая ошибка от каждой экспериментальной точки будет меньше 1.

Для показанных на рис. 3 экспериментальных кривых при трехзонной подгонке были получены следующие значения параметров носителей заряда:

$$\begin{aligned}\mu_n &= 0,8 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad n = 3,1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}, \\ \mu_h &= 0,036 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad p_h = 9,4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}, \\ \mu_l &= 1,03 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad p_l = 9,2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}.\end{aligned}$$

Концентрация и подвижность интерфейсных электронов слишком малы, для того чтобы наблюдалась инверсия знака коэффициента Холла, и поэтому эти электроны не видны явно на зависимости $R_H(B)$. Следует заметить, что определение параметров тяжелых дырок в p -КРТ при 77 К по результатам измерения эффекта Холла для единственного значения индукции магнитного поля приводит к ошибке. Так, для рассматриваемого образца при $B = 0,5 \text{ Тл}$ получаем

$$\mu_h = R_H \times \sigma = 0,052 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$p_h = (eR_H)^{-1} = 6,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3},$$

а при $B = 1 \text{ Тл}$ –

$$\mu_h = 0,046 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$p_h = 7,6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}.$$

Таким образом, при таком способе определения параметров носителей заряда в p -КРТ подвижность завышается на 30÷40 %, а концентрация занижается на 20÷30 %.

В работе [12] показано, что концентрация основных носителей заряда в пленках p -КРТ снижается незначительно при увеличении x от 0,2 до 0,4. Экспериментально нами было показано, что μ_h практически не зависит от x в диапазоне 0,2÷0,3. Поэтому полагаем, что удельная проводимость варизонных слоев почти не отличается от проводимости центрального фоточувствительного слоя, и для расчета параметров основных носителей заряда из эффекта Холла можно брать общую толщину пленки d .

Коэффициент Холла R_H и проводимость σ для образцов в виде «холловского мостика» находятся по известным формулам [13]:

$$R_H = \frac{d \cdot U_R}{I_x \cdot B}, \quad (3)$$

$$\sigma = \frac{c \cdot I_x}{d \cdot w \cdot U_\sigma}, \quad (4)$$

где c – расстояние между потенциальными контактами 3, 5 или 4, 6 (см. рис. 1), U_R – холловское напряжение, U_σ – напряжение, измеряемое с потенциальных контактов, I_x – ток через образец.

Абсолютная погрешность измеряемых значений коэффициента Холла R_H и проводимости σ , как следует из (3) и (4), определяется следующими выражениями:

$$\Delta R_H = \sqrt{\left(\frac{d \cdot U_R}{I_x \cdot B}\right)^2 \delta I_x^2 + \left(\frac{d \cdot U_R}{I_x \cdot B^2}\right)^2 \delta B^2 + \left(\frac{U_R}{I_x \cdot B}\right)^2 \delta d^2 + \left(\frac{d}{I_x \cdot B}\right)^2 \delta U_R^2}, \quad (5)$$

$$\Delta \sigma = \sqrt{\left(\frac{I_x}{d \cdot w \cdot U_\sigma}\right)^2 \delta c^2 + \left(\frac{c \cdot I_x}{d^2 \cdot w \cdot U_\sigma}\right)^2 \delta d^2 + \left(\frac{c \cdot I_x}{d \cdot w^2 \cdot U_\sigma}\right)^2 \delta w^2 + \left(\frac{c}{d \cdot w \cdot U_\sigma}\right)^2 \delta I_x^2 + \left(\frac{I_x}{d \cdot w \cdot U_\sigma^2}\right)^2 \delta U_\sigma^2}. \quad (6)$$

Абсолютные погрешности определения геометрических размеров холловского «мостика» малы. При изготовлении мостика методом фотолитографии можно принять $\delta c = \delta w = 10$ мкм при их характерных размерах $c = 4$ мм и $w = 1$ мм. Толщина образца d имеет значение около 10 мкм при погрешности определения $\delta d = 0,01$ мкм. Индукция магнитного поля измерялась датчиком Холла типа ПХЭ на основе антимолида индия. Для $B = 1$ Тл погрешность измерения магнитного поля не превышает 0,01 Тл. Через образец пропускался постоянный ток $I = 200$ мкА, и его значение во время измерений поддерживалось с погрешностью не более 1 мкА. Напряжение эффекта Холла U_R для рассматриваемого варианта холловского «мостика», изготовленного на образце с вышеприведенными параметрами, при $B = 1$ Тл составит 17 мВ, а продольное напряжение U_σ будет при этом равно 1,088 В. Погрешность измерения этих напряжений не превышает 1%. Тогда расчет по формулам (5) и (6) дает следующие значения погрешностей:

$$\Delta R_H = 1,24 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{Кл}$$

при $R_H = 8,26 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}$

и

$$\Delta \sigma = 0,85 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$$

при $\sigma = 55,17 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

В обоих случаях относительная погрешность составляет 1,5%.

В работе [14] показано, что влиянием легких дырок на ФП можно пренебречь. Поэтому будем далее считать, что $\mu_p = \mu_n$ и $\rho_0 = \rho_h$.

Точность определения параметров основных носителей методом многозонной подгонки оценивалась по статистической обработке результатов многократных подгонок (нескольких сотен). Для этого по приведенным выше параметрам носителей заряда для рассматриваемого образца (см. рис. 3) в диапазоне индукции магнитного поля 0÷2 Тл рассчитывались значения ко-

эффициента Холла $R_H(B)$ и проводимости в магнитном поле $\sigma(B)$ по формулам, взятым из [13]. Затем к полученным значениям добавлялся шум, распределенный по нормальному закону. Значение добавляемой погрешности определялось значением среднего квадратического отклонения. Полученные таким образом данные анализировались методом многозонной подгонки, причем параметры носителей заряда искались в диапазоне $\pm 150\%$ от действительного значения. Зависимости определенных параметров основных носителей заряда от погрешности исходных данных приведены на рис. 4 и 5.

Как видно из рис. 4 и 5, погрешность определения параметров основных носителей заряда методом многозонной подгонки почти не зависит от погрешности в исходных данных вплоть до значений 0,1%, а затем погрешность начинает возрастать. Из графиков видно, что для экспериментальных данных, полученных с погрешностью 1,5%, значения подвижности и концентрации основных носителей заряда определяются с погрешностью, не превышающей $\pm 15\%$.

Метод определения подвижности неосновных электронов и коэффициента пропорциональности

Для неосновных электронов μ_h и коэффициента пропорциональности K определялись при анализе измеренных магнитопольных зависимостей ФП в геометрии Фарадея.

Также были оценены значения N_i , $\frac{\tau_p}{\tau_n}$ и энергия залегания РЦ E_i .

Методы «спектра подвижности» [5] и «количественного спектра подвижности» [15] при определении μ_n для р-КРТ с $x \approx 0,2$ при температурах $T < 100$ К дают большую погрешность, так как малое количество электронов не влияет на эффект Холла и магнитосопротивление. Дифференциальны-

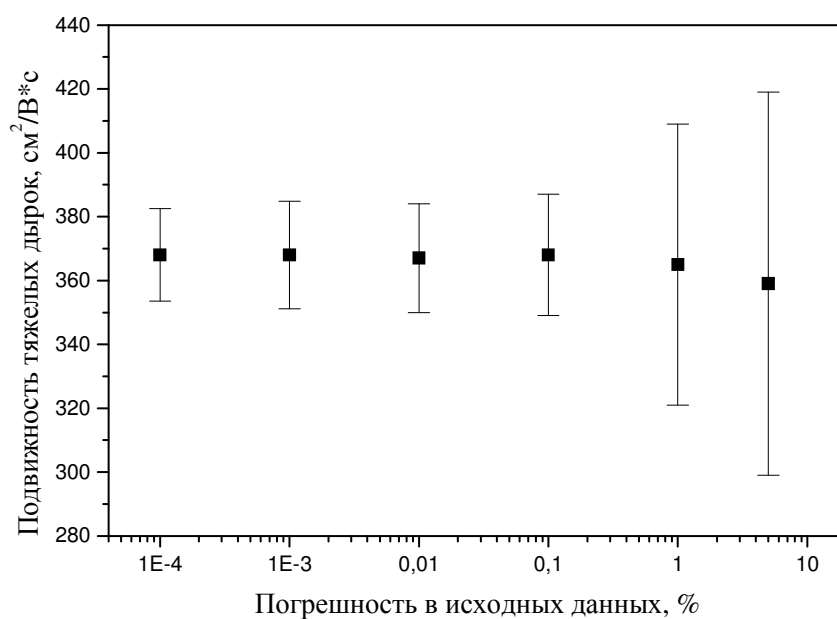


Рис. 4. Подвижность основных носителей заряда

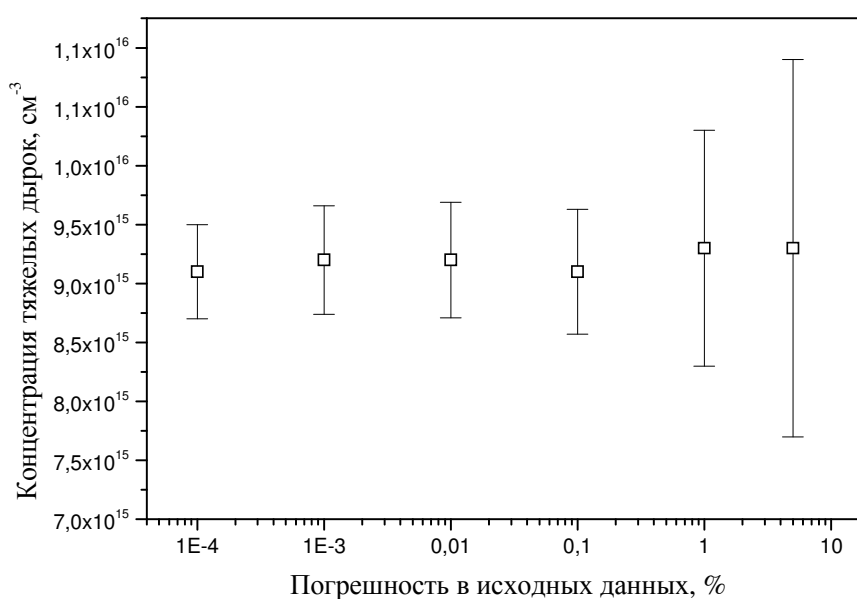


Рис. 5. Концентрация основных носителей заряда

ми методами [16] μ_n определялась по положению максимума производной на зависимости от индукции магнитного поля коэффициента отражения СВЧ-сигнала. В работе [17] предложен метод определения μ_n на основе анализа измеренных магнитополе-

вых зависимостей эффекта Холла при освещении (фото-Холл). Однако при выводе аналитических выражений не учитывалось наличие рекомбинационных центров. Для применения этого метода требуется однородная засветка всего образца, что может

приводить к появлению фото-ЭДС на контактах. Кроме того, в этом методе одновременно подгоняются два параметра: μ_n и усредненная концентрация неравновесных дырок, что ограничивает точность определения μ_n . В работе [18] был предложен метод определения μ_n , основанный на подавлении обратного тока диодов с базой p -типа магнитным полем. Недостаток этого метода заключается в том, что p - n -переход может быть изготовлен лишь в результате нескольких достаточно сложных технологических операций [1].

Магнитополевая зависимость ФП в геометрии Фарадея для p -КРТ при условии доминирующей рекомбинации Шокли – Рида – Холла описывается выражением, приведенным в [14]:

$$\Delta U_{\sigma}(B) = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} - \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{K}{p_0^2 \mu_p} = \frac{\Delta U_{\sigma}^{-}(0)}{1 + \mu_n^2 B^2} + \Delta U_{\sigma}^{\text{const}}, \quad (7)$$

где c – длина; w и d – ширина и толщина пленки, e – элементарный заряд; Δn , Δp – концентрации неравновесных электронов и дырок.

Из выражения (7) видно, что ФП можно представить двумя компонентами: перемен-

ной $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$, обусловленной неравновесными электронами, и постоянной $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$, обусловленной тяжелыми неравновесными дырками. На рис. 6 приведена экспериментальная магнитополевая зависимость ФП.

Из магнитополевой зависимости сигнала $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$ можно определить μ_n . Для этого необходимо измерить значение магнитной индукции B_{Π} (Тл), соответствующее уровню сигнала $\Delta U_{\sigma}^{-}(0)/2$. В этой точке выполняется условие $1 + \mu_n^2 B_{\Pi}^2 = 2$, откуда получается простая формула для подвижности:

$$\mu_n = \frac{1}{B_{\Pi}}, \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}). \quad (8)$$

Погрешность определения μ_n складывается из четырех составляющих: погрешности в определении B , погрешности в определении отношения $\Delta U_{\sigma}(B)/\Delta U_{\sigma}(0) = 1/2$, наличия в образце более двух типов носителей и систематической погрешности, связанной с неточностью аналитического выражения $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$ (1) для разных температур. В работе [14] показано, что погрешность μ_n является систематической, приводящей к уменьшению определяемой μ_n . Для значений температур $77 \div 90$ К относитель-

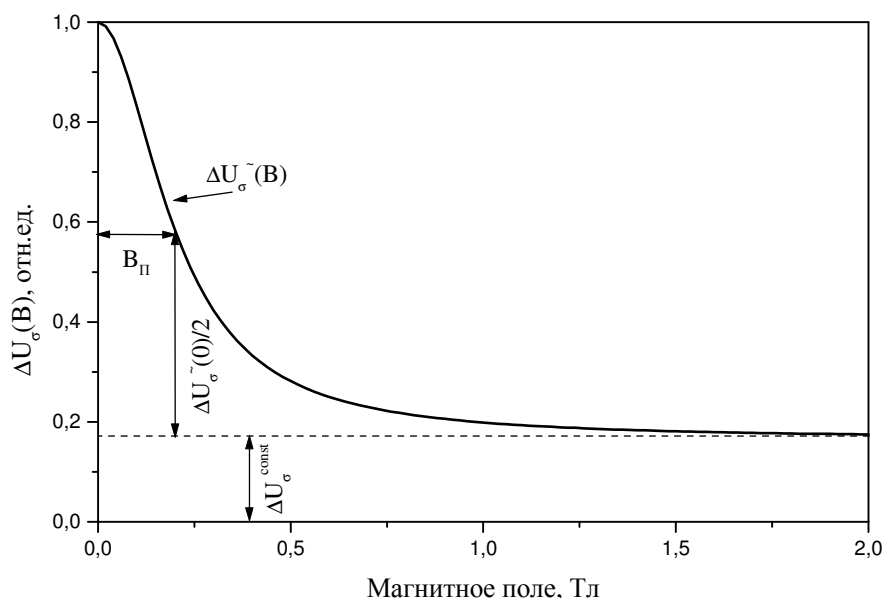


Рис. 6. Экспериментальная магнитополевая зависимость ФП в геометрии Фарадея

ная погрешность составляет 1 %, для температуры 100 К – 2 %, и увеличивается до 22 % при температуре 125 К. Для исследованных образцов значение μ_n при температуре 77 К лежит в интервале $5 \div 8 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

В интервале температуры $125 \div 300 \text{ К}$, когда наблюдается смешанная проводимость, значение μ_n , определенное методом «спектра подвижности», с хорошей точностью (менее 5 %) совпадают с μ_n , определенной с помощью подгонки теоретических выраже-

$$\Delta K = \left(\left(\frac{1}{\mu_p} \frac{1}{\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_{\text{const}} - 1} \right)^2 \delta \mu_n^2 + \left(\frac{\mu_n}{\mu_p^2} \frac{1}{\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_{\text{const}} - 1} \right)^2 \delta \mu_p^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\mu_n}{\mu_p} \frac{1/\Delta U_{\text{const}}}{(\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_{\text{const}} - 1)^2} \right)^2 \delta \Delta U_\sigma^2(0) + \left(\frac{\mu_n}{\mu_p} \frac{\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_{\text{const}}^2}{(\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_{\text{const}} - 1)^2} \right)^2 \delta \Delta U_{\text{const}}^2 \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Подвижность неосновных электронов в МЛЭ p -КРТ при $T = 77 \text{ К}$ приведена выше, а значение коэффициента K составляет $5 \div 30$ [20]. Поэтому проведем расчет по формуле (9) при следующих значениях параметров: $\mu_n = 6 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 0,03 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\Delta U_\sigma(0) = 1$ и $\Delta U_{\text{const}} = 0,08$, что дает величину K равную 17,4. Погрешности нахождения этих величин описаны выше: $\delta \mu_n/\mu_n = 1 \%$, $\delta \mu_p/\mu_p = 15 \%$ и $\delta \Delta U_\sigma(0) = \delta \Delta U_{\text{sat}} = 0,5 \%$. Тогда расчет по формуле (10) дает значение $\Delta K = 2,9$, или $\Delta K/K = 17 \%$.

В работе [20] показано, что K можно представить виде

$$K = \tau_p/\tau_n - 1. \quad (11)$$

Сравнивая выражения (9) и (11), можно определить τ_p/τ_n :

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{\Delta U_\sigma(0)}{\Delta U_\sigma(2)}. \quad (12)$$

Экспериментальные значения τ_p/τ_n интерпретировались аналитическими выражениями [21], описывающими значения τ_n и τ_p в p -КРТ с учетом таких механизмов рекомбинации, как излучательный, Оже-7 и Шокли – Рида – Холла. Параметры E_t , C_n и C_p использовались в качестве подгоночных, а для концентрации РЦ было предложено выражение:

$$N_t = \frac{p_0 + (C_n/C_p)N_1}{C_n/C_p} \cdot \left(\frac{\tau_p}{\tau_n} + 1 \right), \quad (13)$$

ний для ФП в геометрии Фарадея [19] под экспериментальные данные.

Как видно из рис. 6, ФП выходит на насыщение уже при $1,5 \div 2 \text{ Тл}$ и из (7) можно найти коэффициент пропорциональности K :

$$K = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_\sigma(2) - 1}. \quad (9)$$

Абсолютная погрешность коэффициента K рассчитывается по выражению:

где N_1 – эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости, приведенная к уровню РЦ.

Указанным способом были определены

$$E_t \approx 53 \text{ мэВ}, \quad C_n \approx 2,3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-3}/\text{с},$$

$$C_p \approx 1 \cdot 10^{-20} \text{ м}^{-3}/\text{с}.$$

Энергия E_t лежит близко к середине запрещенной зоны, что согласуется с опубликованными данными [22; 23]. Концентрация РЦ $N_t \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и не зависела от p_0 в интервале $(4 \div 8) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$.

Как отмечалось ранее, применение классических методов исследования РЦ в p -КРТ с $x \approx 0,2$ затруднено, поэтому является актуальным развитие метода ФП в геометрии Фарадея для оценки значений N_t , C_n , C_p и E_t .

Поглощение излучения в варизонной области

При измерении ФП и ФМЭ ННЗ генерировались ИК-светодиодом с длиной волны $\lambda = 0,94 \text{ мкм}$. Для расчета коэффициента поглощения использовались выражения, полученные в работе [24]. Значение коэффициента поглощения для $x \approx 0,22$ составляет $2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, и возрастает при увеличении x в пленке до $0,4 \div 0,5$. В варизонной области коэффициент поглощения излучения равен

среднему значению: $\alpha_1 = \int_0^{y_1} \alpha(y) dy / y_1$.

Оценить погрешность вычисленного коэффициента поглощения достаточно сложно. Однако для этого можно использовать результаты работы [25]. В этой работе коэффициент поглощения использовался как дополнительный подгоночный параметр при анализе данных ФМЭ в *p*-КРТ с $x \approx 0,22$, и для длины волны 1,3 мкм при температуре 77 К его отличие от значения, рассчитанного согласно [24], не превышало 5 %.

Методы определения времени жизни неосновных носителей заряда и скорости поверхностной рекомбинации

Предлагается для пленок *p*-КРТ определять τ_n , S_1^* и S_2^* подгонкой теоретических кривых ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ к экспериментальным данным.

Методы измерения времени жизни ННЗ в полупроводниках можно разделить на кинетические и стационарные [26]. Применение метода релаксации ФП в *p*-КРТ затруднено, так как значение времени жизни мало (от нескольких единиц до десятков наносекунд [21]). Это накладывает ограничения на длительность фронтов импульсов излучения, которые должны быть много меньше времени жизни ННЗ. Метод стационарной ФП, который применим для полупроводников с малыми значениями времени жизни носителей заряда, не требует применения сложной аппаратуры (источника оптической накачки с малым временем спада импульса и «быстрой» электроники). Для получения более достоверной информации о значениях τ_n , S_1^* и S_2^* в пленках *p*-КРТ с $x \approx 0,2$ анализировались совместно магнитополевые зависимости ФП и ФМЭ.

Сигнал ФП в геометрии Фойгта можно представить в виде [27]:

$$U_{\text{ФП}}(B, E_x) = U_{\text{ФП}_0}(B, E_x) + U_{\text{МД}}(B, E_x), \quad (14)$$

где $U_{\text{ФП}_0}$ – собственная фотопроводимость, которая пропорциональна общему числу ННЗ в пленке; $U_{\text{МД}}$ – магнито-диффузионная составляющая [28], связанная с диффузией неоднородно распределенных по толщине образца неравновесных электронов.

При отсутствии тянущего поля ($E_x = 0$) напряжение $U_{\text{МД}}$ совпадает с напряжением

ФМЭ: $U_{\text{ФМЭ}}(B) = U_{\text{МД}}(B, E_x = 0)$. В работе [27] приведены аналитические выражения для $U_{\text{ФП}_0}$ и $U_{\text{МД}}$, которые имеют следующий вид:

$$U_{\text{ФП}_0}(B, E_x) = -R_0 e w E_x \times \left[\frac{(\mu_n + \mu_p)(1 - \mu_n \mu_p B^2)}{1 + \mu_n^2 B^2} + K \cdot \mu_p \right] \times \int_0^d \Delta n(y) dy, \quad (15)$$

$$U_{\text{МД}}(B, E_x) = -R_0 e w D_n \frac{(\mu_n + \mu_p) \cdot B}{1 + \mu_n^2 B^2} \times [\Delta n(0) - \Delta n(d)]. \quad (16)$$

Компоненты (15) и (16), в которых $\Delta n(E_x, B)$ – профиль концентрации неравновесных электронов в центральной однородной по x области пленки при постоянной температуре ($T = 77$ К), изменяются в стационарных $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях и зависят от геометрических размеров пленки: w , c и d (см. рис. 1); от темнового сопротивления R_0 (для *p*-КРТ, так как $\Delta n \ll p_0$, $R_0 = \text{const}$), от параметров падающего на пленку излучения: G_0 , α , β ; от параметров основных носителей заряда: μ_p и p_0 ; от параметров неосновных носителей заряда: μ_n и K ; а также от τ_n , S_1^* и S_2^* .

При подстановке в выражения (15) и (16) μ_p , p_0 , μ_n и K , определенных ранее описанными методами геометрических размеров w , d , c и вычисленного значения α ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ будут зависеть только от τ_n , S_1^* , S_2^* , G_0 и β .

Подгонка теоретических выражений (15) и (16) для ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ под экспериментальные данные выполнялась методом наименьших квадратов с минимизацией функции Ψ , которая имеет вид

$$\Psi(S_1^*, S_2^*, \tau_n) = \sum_i (\Psi_{\text{Теор}}(B_i) - \Psi_{\text{Эксп}}(B_i))^2,$$

где

$$\Psi_{\text{Теор}}(B_i) = U_{\text{Теор}}(B_i) / U_{\text{Теор}}^{\text{max}}, \\ \Psi_{\text{Эксп}}(B_i) = U_{\text{Эксп}}(B_i) / U_{\text{Эксп}}^{\text{max}}, \\ U_{\text{Теор}}(B_i) \text{ и } U_{\text{Эксп}}(B_i) -$$

теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП при индукции магнитного

поля B_i , $U_{\text{Теор}}^{\text{max}}$ и $U_{\text{Эксп}}^{\text{max}}$ – наибольшие теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП. Отношение сигналов используется для того, чтобы исключить β и G_0 , которые точно не известны. Такой прием используется при измерении фотоэлектромагнитных эффектов [29]. Подгонка осуществлялась методом наименьших квадратов с использованием методов многомерного поиска, а именно способа случайного поиска в сочетании со способом Хука – Дживса [9].

Точность полученных значений времени жизни неосновных электронов и скоростей поверхностной рекомбинации можно оценить по статистическому разбросу в полученных данных по результатам многочисленных (сто и более) подгонок с вычислением среднего значения и доверительного интервала. Из соответствия теоретических выражений (15), (16) и экспериментальных данных были определены рекомбинационно-диффузионные параметры структуры: $S_{1\text{эфф}} = (37 \pm 7)$ м/с, $S_{2\text{эфф}} = (38 \pm 7)$ м/с, $\tau_n = (11 \pm 1)$ нс [27].

Заключение

В работе для эпитаксиальных пленок МЛЭ p -КРТ с $x \approx 0,2$ при азотных температурах предложен фотоэлектромагнитный комплекс методов диагностики рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда: μ_n , τ_n , τ_p , K , S_1^* , S_2^* , C_n , C_p , N_t и E_t . Комплекс включает такие методы, как «спектр подвижности» в сочетании с так называемой многозонной подгонкой, ФП для геометрий Фарадея и Фойгта, а также ФМЭ.

Методом «спектра подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой определялись с погрешностью не более $\pm 15\%$ подвижность μ_p и концентрация p основных носителей заряда. Из анализа ФП в геометрии Фарадея были определены μ_n и K ; оценены C_n и C_p , N_t и E_t . Относительная погрешность определения μ_n и K для температур до 100 К составила 2 и 17 % соответственно.

Методом ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ были определены τ_n , S_1^* и S_2^* с погрешностью 10 и 20 % соответственно.

Список литературы

1. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. Новосибирск.: Наука, 2003. 636 с.
2. *Костюченко В. Я.* Влияние стационарных скрещенных электрических и магнитных полей на фотогенерированные носители заряда в эпитаксиальных пленках кадмий – ртуть – теллур p -типа (Обзор) // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 1. С. 66–81.
3. *Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я.* Эффективные темп оптической генерации и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда в варизонных пленочных фотоприемных структурах p -КРТ МЛЭ // Автометрия. 2009. Т. 45, вып. 4. С. 103–108.
4. *Госсорг Ж.* Инфракрасная термография. Основы, техника, применение: Пер. с фр. М.: Мир, 1988. 416 с.
5. *Beck W. A., Anderson J. R.* Determination of Electrical Transport Properties Using a Novel Magnetic Field-Dependent Hall Technique // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 541–554.
6. *Meyer J. R., Hoffman C. A., Bartoli F. J., Arnold D. A. et al.* Methods for Magnetotransport Characterization of IR Detector Materials // Sem. Sci. Technol. 1993. Vol. 8. P. 805–823.
7. *Lang D. V.* Deep-Level Transient Spectroscopy: A New Method to Characterize Traps in Semiconductors // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. No. 7. P. 3023–3032.
8. *Varavin V. S., Vasiliev V. V., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N. et al.* HgCdTe Epilayers on GaAs: Growth and Devices // Proceedings SPIE. 2003. Vol. 5136. P. 381–395.
9. *Шун Т. Е.* Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство // М.: Мир, 1982. 235 с.
10. *Grill R.* Self-Consistent Calculation of Hall Mobilities in the Valence Band of $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ // Physical Review B. 1993. Vol. 48. No. 15. P. 11398.
11. *Antoszewski J., Faraone L.* Analysis of Magnetic Field Dependent Hall Data in Narrow Bandgap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ grown by molecular beam epitaxy // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 80. No. 7. P. 3881–3892.
12. *Бахтин П. А., Дворецкий С. А., Варавин В. С. и др.* Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, вы-

ращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 2004. Т. 38, вып. 10. С. 1203–1206.

13. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования // М.: Радио и связь, 1990. 264 с.

14. Варавин В. С., Дворецкий С. А., Костюченко В. Я. и др. Подвижность неосновных носителей заряда в пленках p -HgCdTe // ФТП. 2004. Т. 38, вып. 5. С. 532–537.

15. Meyer J. R., Hoffman C. A., Antoszewski J. et al. Quantitative Mobility Spectrum Analysis of Multicarrier Conduction in Semiconductors // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. No. 2. P. 709–713.

16. Baturina T. I., Borodovski P. A., Studenikin S. A. Microwave Waveguide Method for the Measurement of Electron Mobility and Conductivity in GaAs/AlGaAs Heterostructures // Appl. Phys. A. 1996. Vol. 63. P. 293–298.

17. Schacham S. E., Finkman E. Light-Modulated Hall Effect for Extending Characterization of Semiconductors Materials // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. No. 8. P. 2860–2865.

18. Schacham S. E., Finkman E. Magnetic Field Effect on the R_0A Product of HgCdTe Diodes // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. Vol. 7. No. 2. P. 387–390.

19. Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я., Овсяк В. Н. Немонотонное поведение магнитофотопроводимости в HgCdTe p -типа // ФТП. 2006. Т. 40, вып. 6. С. 663–666.

20. Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я., Крылов В. С., Овсяк В. Н. Определение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в HgCdTe p -типа методом фотопроводимости в магнитном поле // Прикладная физика. 2007. Вып. 6. С. 27–30.

21. Lopes V. C., Syllaios A. S., Chen M. C. Minority Carrier Lifetime in Mercury Cad-

mium Telluride // Sem. Sci. Technol. 1993. Vol. 8. P. 824–841.

22. Nemirovsky Y., Fastow R., Meyassed M. et al. Trapping Effect in HgCdTe // J. Vac. Sci. Technol. B. 1991. Vol. 9. No. 3. P. 1829–1839.

23. Barton S. C., Capper P., Jones C. J. et al. Determination of Shockley – Read Trap Parameters in n - and p -type Epitaxial $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Sem. Sci. Technol. 1996. Vol. 11. P. 1163–1167.

24. Anderson W. W. Absorption Constant of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ and $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Alloys // Infr. Phys. 1980. Vol. 20. P. 363–372.

25. Sarusi G., Zemel A., Eger D. et al. Investigation of the Bulk and Surface Electronic Properties of HgCdTe Epitaxial Layers Using Photoelectromagnetic, Hall, and Photoconductivity Measurements // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. No. 6. P. 2312–2321.

26. Воробьев Ю. В., Добровольский В. Н., Стриха В. И. Методы исследования полупроводников. Киев, 1988. 232 с.

27. Костюченко В. Я. Фотопроводимость в магнитном поле и фотомагнитный эффект в варизонных фотоприемных структурах p -CdHgTe // Автометрия. 2009. Т. 45, вып. 4. С. 41–48.

28. Studenikin S. A., Panaev I. A. Recombination Parameters of Epitaxial $Cd_xHg_{1-x}Te$ / CdTe Layers from Photoelectromagnetic and Photoconductivity Effects // Sem. Sci. Technol. 1993. Vol. 8. P. 1324–1330.

29. Равич Ю. И. Фотоэлектромагнитный эффект в полупроводниках и его применение // М.: Сов. радио, 1967. 93 с.

Материал поступил в редколлегию 03.11.2010

V. Ya. Kostyuchenko, D. Yu. Protasov

THE NETWORK OF PHOTOELECTROMAGNETICS METHODS FOR DETERMINATION OF RECOMBINATION AND DIFFUSION PARAMETERS OF CHARGE CARRIERS IN EPITAXIAL FILMS MERCURY-CADMIUM-TELLURIDE p -TYPE

In this paper the network of photoelectromagnetic methods of definition recombination and diffusion parameters developed for p -type epitaxial mercury-cadmium-tellurium films at temperature $77 \div 125$ K is offered. The network includes the methods based on measurement of photoconductivity in a magnetic field for Voight and Faradey geometry, photo-magnetic effect, Hall effect and magnitoresistance.

Keywords: narrow-gap semiconductors, epitaxial films, photoelectromagnetics methods, recombination parameters.